

**А. Л. Уласевич, А. А. Кузьмук**  
Институт физики имени Б. И. Степанова НАН Беларуси,  
Минск, Беларусь

## **МОДЕЛИРОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКОГО ОТКЛИКА РЕЗОНАНСНОЙ ФОТОАКУСТИЧЕСКОЙ КАМЕРЫ ПРИ ЕЁ ВОЗБУЖДЕНИИ БЕССЕЛЬ-ГАУССОВЫМ ЛАЗЕРНЫМ ПУЧКОМ**

### **Введение**

Эффективность генерации акустических колебаний в резонаторе фотоакустической (ФА) камеры при поглощении лазерного излучения газовой примесью может быть повышена использованием бессель-гауссовых пучков (БГП), что в свою очередь может улучшить чувствительность ФА газового сенсора [1]. В данной работе представлены результаты расчета ФА отклика цилиндрических ФА камер различной геометрии, возбуждаемых световым пучком, формируемым аксиконической линзой (аксиконом).

### **1. Расчёт акустического отклика**

Эффективностью возбуждения акустических волн зависит от взаимной пространственной конфигурации акустического мод резонатора и распределения интенсивности лазерного излучения. При расчете ФА отклика делаются следующие допущения: 1) камера заполнена однородной смесью газов, слабо поглощающие излучение, т.е. потери энергии в камере незначительны; 2) коэффициент поглощения газа не зависит от мощности излучения; 3) период модуляции лазерного излучения больше характерного времени релаксации молекул газа; 4) колебания температуры, давления и плотности газа малы по отношению к их равновесным значениям; 5) вязкость газа пренебрежимо мала.

Тогда ФА отклик  $S_{PA}$  в акустическом резонаторе определяется соотношением [2]:

$$S_{PA} = \sum_j A_j P_j, \quad (1)$$

где  $A_j$  – амплитуда  $j$  нормальной акустической моды  $P_j$  с собственной частотой  $\omega_j$ .  $P_j$  является решением уравнений (2) с учетом соответствующих граничного условия  $\nabla_{\perp} P_j = 0$ :

$$c \left( \Delta + \frac{\omega_j^2}{c^2} \right) P_j = 0; \quad \frac{1}{V} \int P_i^* P_j dV = \delta_{ij}, \quad (2)$$

где  $c$  – скорость звука в среде,  $V$  – объем, в котором существуют акустические колебания. При модуляции лазерного излучения на частоте  $\omega_j$  амплитуда  $A_j$  будет [2]

$$A_j(\omega_j) = \frac{\alpha_0 J_0 Q_j}{\omega_j} \frac{\gamma - 1}{\int |P_j|^2 dV} \int P_j^* I dV, \quad (3)$$

где  $Q_j$  – добротность резонатора для  $j$ -той акустической моды,  $\gamma$  – показатель адиабаты газа,  $J_0$  – интегральная мощность излучения,  $\alpha_0$  – коэффициент поглощения среды на частоте генерации лазера,  $I$  – нормированное распределение интенсивности излучения.

Распространение лазерного излучения, в том числе преломление на аксиконе, описывается волновым уравнением (5) для вектора напряженности электрического поля  $E$  с соответствующими граничными условиями. Предполагается, что амплитуда поля  $E_1$  медленно изменяется в масштабе длины волны  $\lambda$ :

$$E = E_1 \exp(-i\varphi), \quad (4)$$

$$(\nabla - ik_1) \times ((\nabla - ik) \times E_1) - k^2 E_1 = 0, \quad (5)$$

$$k_1 = \nabla \varphi, \quad k = 2\pi / \lambda, \quad I = E_1^2, \quad (6)$$

где  $k_1$  – волновой вектор,  $k$  – волновое число. На плоском основании аксикона граничные условия задают исходный гауссов световой пучок радиусом  $r$ , из которого аксикон формирует БГП. Цилиндриче-

ская ФА камера расположена непосредственно за аксиконом, оси симметрии аксикона и камеры совпадают ( $H$  и  $R$  – длина и радиус резонатора ФА камеры;  $\alpha$  – угол при основании аксикона).

Совместное решение уравнений (2) и (5) дает значение  $A_j$  и  $P_j$ . Согласно (1) и (3)  $S_{PA}$  будет максимальным при модуляции излучения на частоте  $\omega_1$  первой радиальной моды  $P_1$ . При этом акустический датчик, регистрирующий величину  $S_{PA}$ , должен располагаться вблизи боковой стенки цилиндра (где находится экстремум радиальной моды).

## 2. Результаты моделирования ФА отклика

Особый интерес для применения БГП представляют малоразмерные ФА камеры объемом до нескольких мм<sup>3</sup> [1]. На рисунках 1 и 2 представлены результаты численного расчета зависимости отклика  $S_{PA}$  от  $R$  и  $H$  при фиксированном  $J_0$  (мощность БГП отсчитывается после аксикона для исключения влияния отражений на поверхностях аксикона).

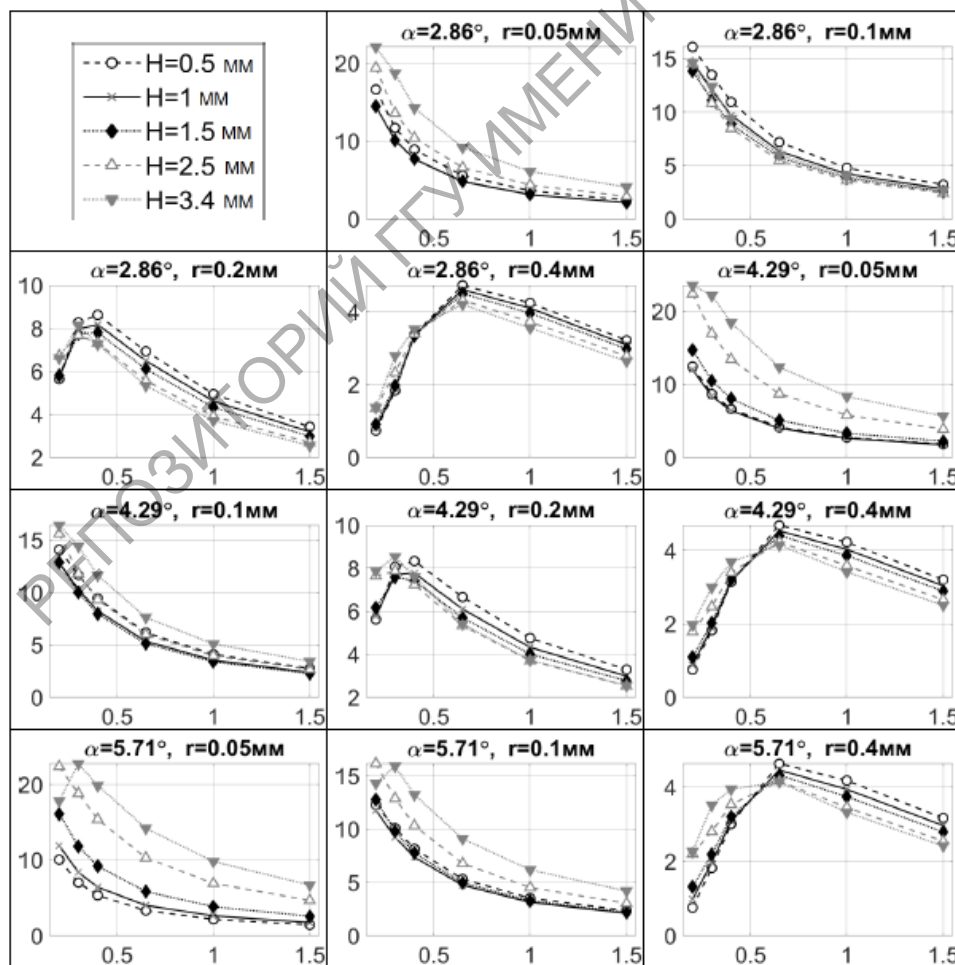


Рисунок 1 – Зависимости  $S_{PA}$  от  $R$  (мм) при фиксированных значениях  $H$

Значения R и H приведены в мм. Показатель преломления материала аксикона принимался равным 1,5;  $\lambda = 1,5 \mu\text{м}$  для воздуха. Видно, что не существует такого однозначного соотношения размеров резонатора R и H, при которых ФА отклик  $S_{PA}$  максимален – оптимальные размеры ФА камеры зависят и от угла аксикона  $\alpha$ , и от радиус исходного пучка r.

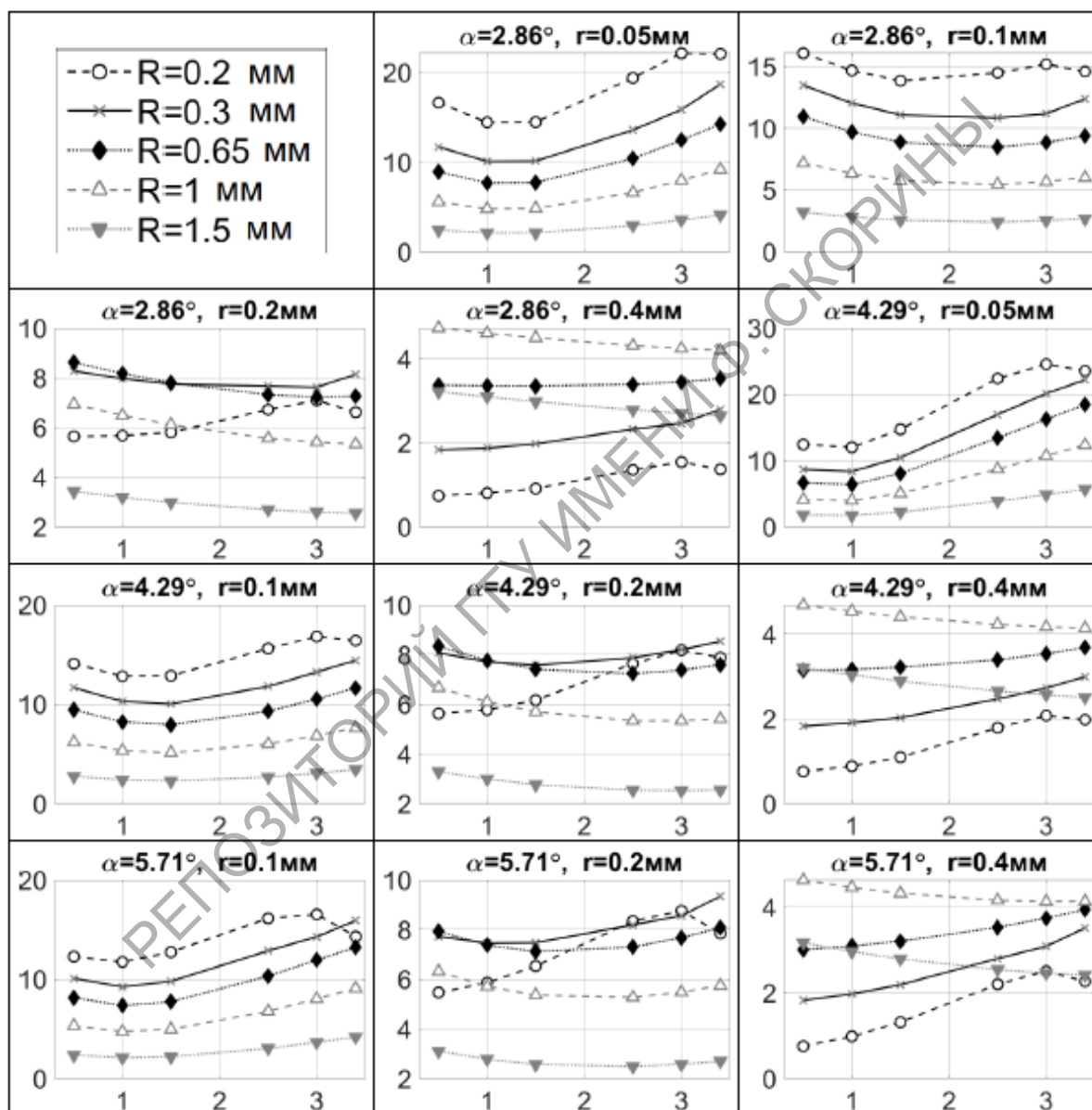


Рисунок 2 – Зависимости  $S_{PA}$  от H (мм) при фиксированных значениях R

### Заключение

В данной работе приводятся результаты расчёта акустического отклика цилиндрической фотоакустической камеры, при прохождении

через неё бессель-гауссова светового пучка. Данный пучок получается при помощи аксикона и модулируется на частоте первой радиальной моды резонатора камеры. Установлены соотношения между параметрами геометрии акустического резонатора, углом конусности аксикона и радиусом лазерного пучка, при которых полезный фотоакустический отклик максимален.

### Литература

1. Уласевич, А. Л. Диагностика аммиака в воздухе при помощи миниатюрных резонансных оптико-акустических камер / А. Л. Уласевич, А. А. Кузьмук, Н. С. Казак // Неразрушающий контроль и диагностика. – 2015. – № 2. – С. 17–23.
2. Morse, P. M. Theoretical Acoustics / P. M. Morse, K. U. Ingard. – New-York: McGraw-Hill, 1968. – 928 pp.